

## บทที่ 3

### วิธีการยกระดับพลังงาน

#### วัตถุประสงค์

วัตถุประสงค์ของการศึกษาวิธีการยกระดับพลังงาน คือ

1. ให้นักศึกษาสามารถนำวิธีการยกระดับพลังงานไปเลือกใช้อย่างเหมาะสมกับ เลเซอร์ชนิดต่าง ๆ
2. ให้นักศึกษาสามารถเปรียบเทียบประสิทธิภาพการยกระดับพลังงานของหลอด แสงแอลอฟฟินิตต่าง ๆ
3. ให้นักศึกษาสามารถแก้ปัญหาของความหนาแน่นพลังงานภายใต้ท่อวัตถุกิริยา ที่มีการแจกแจงไม่สม่ำเสมอ และสามารถทำปัญหาจากท้ายบทได้อย่างน้อยหนึ่งข้อ

### 3.1 บทนำ

เราทราบจากบทที่ 1 แล้วว่า วิธีที่ทำให้อัตราของขึ้นจาระดับ 1 ไประดับ 3 (สำหรับเลเซอร์สามระดับ ดูรูป 1.6 ก) หรือขึ้นจากระดับ 0 ไประดับ 3 (สำหรับเลเซอร์สี่ระดับ ดูรูป 1.6 ข) เรียกว่า วิธีการยกระดับพลังงาน ตามปกติมันจะกระทำในวิธีหนึ่งวิธีเดียวของสองวิธี ต่อไปนี้คือ การยกระดับพลังงานด้วยแสงหรือด้วยไฟฟ้า ในการยกระดับพลังงานด้วยแสง แหล่งกำเนิดแสงความเข้มสูงถูกดูดกลืนจากสารกิริยาแล้วยกระดับอะตอมไปยังระดับที่สูงกว่า วิธีนี้เหมาะสมโดยเฉพาะกับเลเซอร์สภาวะของแข็ง [คือ ทับทิมหรือนีโอไดเมียม (Neodymium)] และเลเซอร์ชนิดของเหลว [เช่น ได (Dye) เลเซอร์] กลไกการเผยแพร่องศาณ์คงไม่ใช่ของแข็ง และของเหลวให้การเผยแพร่องศ์เกี่ยวข้องกับการยกระดับพลังงานเป็นแบบมากกว่าเป็นระดับดังนั้น แบบเหล่านี้สามารถดูดกลืนแสงที่ปล่อยออกจากการหลอดแสงยกระดับได้มากพอสมควร การยกระดับพลังงานด้วยไฟฟ้าทำได้โดยการคายประจุไฟฟ้าที่หนาแน่นเพียงพอ และต้องใช้อุปกรณ์ที่เหมาะสมกับเลเซอร์ก้าวและเลเซอร์สารกึ่งตัวนำ โดยเฉพาะในเลเซอร์ก้าวการยกระดับพลังงานด้วยแสงไม่ค่อยมีประโยชน์ เพราะว่าความก้าวของสีน้ำดูดกลืนมีค่าน้อย ตรงกันข้ามกับเลเซอร์สารกึ่งตัวนำซึ่งสามารถยกระดับพลังงานด้วยแสงอย่างมีประสิทธิภาพสูง ถึงแม้ว่าการยกระดับพลังงานด้วยไฟฟ้าจะทำได้สะดวกกว่ามาก วิธีการยกระดับพลังงานสองวิธีข้างต้น ไม่ใช่เป็นหนทางเดียวสำหรับการยกระดับพลังงานของเลเซอร์เท่านั้น ยังมีวิธีอื่น ๆ อีก เช่น การยกระดับพลังงานด้วยปฏิกิริยาทางเคมีที่เหมาะสม (การยกระดับพลังงานด้วยเคมี) หรือการยกระดับพลังงานด้วยการขยายตัวของก๊าซเหนือเสียง (supersonic gas expansion) คือการยกระดับพลังงานด้วยก้าว-พลศาสตร์ (gas-dynamic pumping) สำหรับสองวิธีการดับพลังงานแบบหลังจะยังไม่กล่าวถึงในตอนนี้

ถ้าในระดับ (หรือแบบ) พลังงานที่ต้องการยกระดับว่างเปล่า เราสามารถเห็นได้ว่า อัตราการเพิ่มประชากรของสถานะบนด้วยการยกระดับพลังงาน  $(dN_2/dt)_p$  กำหนดด้วย

$$\left( \frac{dN_2}{dt} \right)_p = W_p N_g \quad ..(3.1)$$

เมื่อ  $N_g$  เป็นจำนวนประชากรของสถานะพื้น และ  $W_p$  เป็นสัมประสิทธิ์ค่าหนึ่งซึ่งเราจะเรียกว่าอัตราการยกระดับพลังงาน คุณมุ่งหมายของบันทึกคือ หาสมการผลพาราสำหรับ  $W_p$  ของทั้งการยกระดับพลังงานด้วยแสงและการยกระดับพลังงานด้วยไฟฟ้า

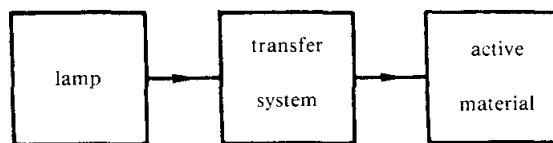
### 3.2 การยกระดับพลังงานด้วยแสง

รูป 3.1 เป็นการแสดงแผนภูมิของระบบการยกระดับพลังงานทั่วๆไป แสดงจากหลอดไฟที่มีกำลังแต่ไม่พร้อมเพรียงส่งผ่านระบบแสงที่เหมาะสมไปยังสารกิริยา หลอดไฟที่ใช้ทั่วไปส่วนใหญ่ต้องเป็นดังนี้ คือ

(1) หลอดแสงแวดซีอ่อน (Xe flashlamps) ความดันต่ำ (ประมาณ 100 กอร์) (สำหรับเลเซอร์คลื่นเดียว) และ

(2) แสงไฟจากการเผาไส้ทั้งสตุน-ไอโอดีน (ทั้งสตุน-ไอโอดีน) คริปโตน (Krypton) หรือจากหลอดแสงเล็กๆ ของprotoความดันสูง (สำหรับเลเซอร์คลื่นต่อเนื่อง)

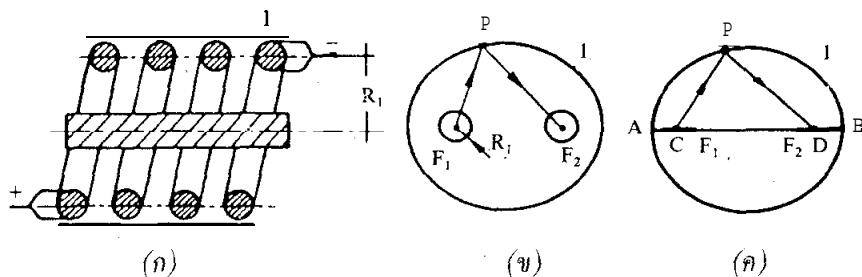
ในกรณีของ (1) พลังงานไฟฟ้าจะส่งในกล่องตัวเก็บประจุและถ่ายประจุเข้าไปในหลอดแสงแวด โดยปกติการถ่ายประจุในตอนต้นทำโดยคลื่นไฟฟ้าแรงสูงวิ่งเข้าไปยังขั้วของแบตเตอรี่ไฟฟ้า และจะทำให้ก๊าซแตกตัว ดังนั้นหลอดแสงจะสร้างแสงและความเข้มสูง (ได้จากตัวเก็บประจุไฟฟ้าและความต้านทานของหลอดแสง) ในช่วงเวลาเพียงสองสามส่วนในล้านของหนึ่งวินาทีถึงร้อยส่วนในล้านของหนึ่งวินาที ในทั้งสองกรณี (1) และ (2) สารกิริยาจะมีรูปร่างเป็นท่อวงจรระบบทอกกลม มีเส้นผ่าศูนย์กลางตั้งแต่สองสามมิลลิเมตรถึงสองสามเซนติเมตร และมีความยาวตั้งแต่สองสามเซนติเมตรถึงสิบสามเซนติเมตร



รูป 3.1 แผนภูมิทั่วไปของระบบการยกระดับพลังงานด้วยแสง

รูป 3.2 แสดงลักษณะของตัวอย่างที่สำคัญโดยเฉพาะของระบบทั่วไปสามลักษณะ ในรูป 3.2 ก หลอดแสงแวดมีลักษณะเป็นบันไดวนและมีแสงพุ่งเข้าหาสารกิริยาทั้งทางตรงและจากการสะท้อนที่ผิวทรงกระบอกขัดเงา 1 ระบบนี้ใช้สำหรับทับทิมเป็นครั้งแรก<sup>(7)</sup> และยังคงใช้กันอย่างกว้างขวางสำหรับเลเซอร์คลื่นเดียว ในรูป 3.2 ข หลอดแสงมีลักษณะเป็นรูปทรงกระบอก (หลอดไฟตรง) มีรัศมีและความยาวเท่ากับท่อสารกิริยา โดยที่หลอดไฟวงตามแกนโพกส์แกนได้แกนหนึ่งของสองแกน  $F_1$  เป็นของรูปทรงกระบอกวงรีผิวสะท้อนขัดเงา (วง 1 ในรูป 3.2 ข) ส่วนสารกิริยาวางอยู่ในแกนโพกส์ของ  $F_2$  จากคุณสมบัติทั่วไปของวงรีได้ว่า รังสี  $F_1 P$  พุ่งออกจากจุดโพกส์  $F_1$  สะท้อนที่ผิววงรีแล้วผ่านไปยังจุดโพกส์ที่สอง  $F_2$  (รังสี  $PF_2$ ) นี่หมายความว่าแสงส่วนมากที่ออกจากหลอดแสงแวดถูกส่งผ่านไปยังท่อวงตุ้ม

โดยสะท้อนที่ผิวของทรงกระบอกวี ในรูป 3.2 ค หลอดไฟ (หลอดไฟตรง) วางอยู่ระหว่าง จุดโฟกัส  $F_1$  และผิวทรงวี มองให้เห็นชัดโดยหมุนวงรีของรูป 3.2 ค รอบแกน AB ส่วนท่อนเลเซอร์วางอยู่ระหว่างจุดโฟกัส  $F_2$  ที่สองและผิวของทรงวี ผิวทรงวี 1 มีการสะท้อนมากกว่า ซึ่งเป็นที่รู้กันดีว่าเป็นการจัดวางแบบโฟกัสร่วมภายนอก และบังใช้คุณสมบัติข้ออื่นของวงรี คือ เมื่อรังสีพุ่งห่างออกไปจาก C ซึ่งอยู่ระหว่าง A และ  $F_1$  ไปตัดกับแกนอีกรังห้อยจากสะท้อนที่จุด D ซึ่งอยู่ระหว่าง B และ  $F_2$



รูป 3.2 ระบบการยกระดับพลังงานด้วยแสงที่ใช้กันส่วนใหญ่

### 3.2.1 ประสิทธิภาพการยกระดับพลังงาน (Pumping Efficiency)

ประสิทธิภาพทั้งหมดสามารถแยกออกเป็นสามชนิด คือ

(1) ประสิทธิภาพการถ่ายเท (Transfer efficiency)  $\phi_t$ , ซึ่งกำหนดเป็นอัตราส่วนของกำลังการยกระดับพลังงาน (หรือพลังงาน) ที่เข้าไปในสารกิริยาจริง ๆ ต่อกำลัง (หรือพลังงาน) ที่ปล่อยออกจากหลอดไฟ

(2) ประสิทธิภาพแบบแสง (Spectral efficiency)  $\phi_s$ , นับเป็นส่วนของแสงที่สารกิริยาดูดกลืนได้จริง ๆ ซึ่งความถี่ของแสงอยู่ภายในแถบดูดกลืนของสารเท่านั้น สำหรับแบบดูดกลืนซึ่งมีรูปร่างกำหนดเป็นภาคตัดขวาง  $\sigma(\omega)$  ที่ขึ้นกับความถี่ ดังนั้น เราสามารถกำหนดประสิทธิภาพแบบแสงเป็น

$$\phi_s = \frac{\int_0^{\infty} \sigma(\omega) I_{\omega} d\omega}{\sigma_p \int_0^{\infty} I_{\omega} d\omega} \quad \dots \dots \dots (3.2)$$

เมื่อ  $\sigma_p$  คือ ส่วนยอดของภาคตัดขวางการดูดกลืนของแบบแสงและ  $I_{\omega}$  เป็นการแจกแจงความเข้มแบบแสงของแสงที่ออกมาจากหลอดไฟ

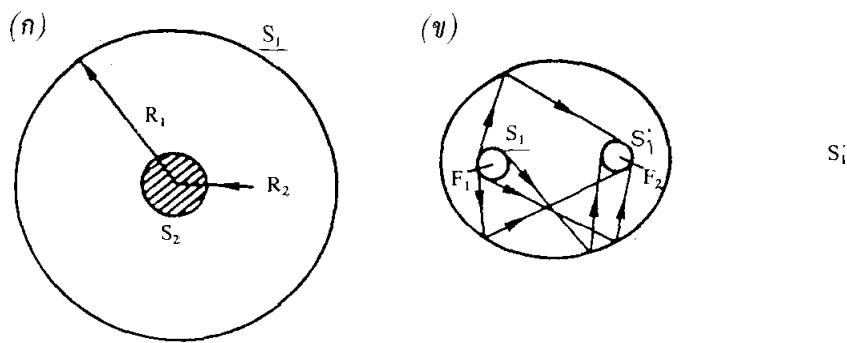
(3) ประสิทธิภาพความตั้มยกระดับพลังงาน (Pump quantum efficiency)  $\phi_p$ , ซึ่งได้จากความจริงที่ว่า อะตอมไม่ทั้งหมดที่ขึ้นไปยังแบบยกระดับพลังงานได้ลดลง many ระดับเลเซอร์

บน มีอัตราของอะตอมเหล่านี้สามารถลดระดับไปยังสถานะพื้น หรือบางที่ไปยังระดับอื่นซึ่งไม่มีประโยชน์กับกิริยาเลเซอร์ เราจะกำหนดประสิทธิภาพค่อนตัวของระดับพลังงาน  $\phi_p(\omega)$  เป็นอัตราส่วนของจำนวนอะตอมที่ลดระดับจากແນยกระดับพลังงานไปยังระดับเลเซอร์บน กับจำนวนอะตอมที่ขึ้นไปยังແນยกระดับพลังงานด้วยแสงสีเดียวกันที่ความถี่  $\omega$

ปัญหาของการพัฒนาประสิทธิภาพແນยกรสเปกตรัมแสง เป็นวิทยาการที่ท้าทายสำหรับโรงงานผลิตหลอดแสงแอลอฟฟิล์ม อะไรมาก็เป็นสิ่งจำเป็นต้องการจริง ๆ ของหลอดไฟซึ่งทำให้ແນยกรสเปกตรัมแสงที่ปล่อยออกมามากขึ้นได้ดีกับແນยกรสเปกตรัมแสงดูดกลืนของແນยกระดับพลังงาน ในทางตรงกันข้ามประสิทธิภาพค่อนตัวเป็นปริมาณค่าหนึ่งซึ่งความสามารถบังคับมันได้เพียงเล็กน้อยเท่านั้น เนื่องจากมันขึ้นกับคุณสมบัติของสารที่กำหนดอย่างไรก็ตาม ประสิทธิภาพการถ่ายเทได้เกี่ยวข้องอย่างมากกับระบบแสงที่ขึ้นกับการเลือกทางผ่านของแสงยกระดับพลังงานไปยังท่อนเลเซอร์ ดังนั้นการคำนวณของมันจึงมีความสำคัญถ้าเรากำหนดเงื่อนไขในการถ่ายเทของแสงได้

ก่อนที่เราจะเกี่ยวข้องกับการคำนวณประสิทธิภาพการถ่ายเท เรามาดูหน่วยสำหรับการวิเคราะห์ระบบห้องสามของรูป 3.2 ก เราจะสมมติว่าระยะลักษณะของบันไดวนของรูป 3.2 ก มีค่าห้องมาก เนื่องจากมีผิวสะท้อนของระบบอก 1 ทำให้เราแทนระบบการยกระดับแบบบันไดวนด้วยแผนภูมิในรูป 3.3 ก ตรงท่อนแรเรกา (ผิวข้างในให้เป็น  $S_2$ ) เป็นท่อนเลเซอร์และตำแหน่งของหลอดไฟแทนด้วยผิวของระบบอก  $S_1$  มีรัศมี  $R$ , เท่ากับรัศมีของหลอดไฟในรูป 3.2 ก ในกรณีของรูป 3.2 ช รังสีทั้งหมดที่ออกจากหลอดไฟสัมผัสกับผิว  $S_1$  จะมีการสะท้อนที่ผิวของทรงกระบอกวงรีออกเป็นห่อของเส้นรังสีส้อมรอบโฟกัสที่สอง  $F_2$  สิ่งที่ห่อหุ้มรังสีเหล่านี้ก็คือพื้นผิว  $S_1$  เป็นเงาของหลอดไฟเกิดขึ้นจากทรงกระบอกวงรี ในขณะนี้ถ้าความผิดปกติของวงรีมีห้องมาก มันสามารถแสดงว่า เงามีรูปเป็นทรงกระบอกมีรัศมีเท่ากับหลอดไฟ ดังนั้น ระบบนี้จึงสามารถดูรูปเป็นรูป 3.3 ก และผิว  $S_1$  ก็คือผิว  $S_1$  ในรูป 3.3 ช (ซึ่งไม่ได้แสดงห่อนเลเซอร์) ทำงานอย่างเดียวกันมันสามารถแสดงให้เห็นว่าระบบของรูป 3.2 ค ให้เงาเป็น  $1 : 1$  ของหลอดไฟ  $AF_1$  ตามแนว  $F_2B$  ดังนั้น เราจึงต้องการพิจารณาเฉพาะกรณีของรูป 3.3 ก เท่านั้น

ต่อไปเราต้องการคำนวณสัดส่วนของกำลังหลอดไฟที่ปล่อยออกมานี้ ซึ่งได้เข้าไปในผิว  $S_2$  ของสารกิริยาจริง ๆ เราจะสมมติว่า  $S_1$  สามารถพิจารณาเป็นผิวватถุคำที่อุณหภูมิ  $T$  จากกฎสตีเฟน-โบลท์ซมานน์ (Stefan-Boltzmann law) กำลังทั้งหมดที่ปล่อยออกจากหลอดไฟกำหนดด้วย



รูป ๓.๒ แสดงการอคูป ๓.๒ ทั้งสานระบบเป็นระบบเท่ากัน

$$P_i = \sigma_{SB} T^4 S_i \quad \dots \dots \dots (3.3)$$

เมื่อ  $\sigma_{SB}$  เป็นค่าคงที่สตีเฟน-โบลท์มานน์ การคำนวณหน่วยกำลังที่เข้าไปในท่อน กิริยาตามกฎอุณหพลศาสตร์ทั่วไป โดยสมมติให้ท่อนเลเซอร์ถูกแทนที่ด้วยวัตถุดำ มีรูปทรง ระบบอกขนาดเท่ากัน กำลัง  $P_{2i}$  ที่เข้าไปในผิว  $S_2$  ยังคงเท่าเดิม ต่อไปถ้าเราให้วัตถุดำทรง ระบบอกมีอุณหภูมิที่  $T$  คงที่เท่ากับหลอดไฟ ดังนั้น•อาศัยจากกฎข้อที่สองของอุณหพลศาสตร์ มันจะไม่มีการเปลี่ยนแปลงของกำลังระหว่างผิวของวัตถุดำทั้งสอง (ของหลอดไฟและวัตถุดำ ทรงระบบอก) นี่หมายความว่า กำลังต่อกลุ่ม  $P_{2i}$  จะต้องมีค่าเท่ากับกำลังที่ปล่อยออกมานา  $P_{2e}$  จากวัตถุดำ เมื่อ  $P_{2e}$  กำหนดด้วย  $P_{2e} = \sigma_{SB} T^4 S_2$  เราจะได้

$$P_{2i} = P_{2e} = \sigma_{SB} T^4 S_2 \quad \dots \dots \dots (3.4)$$

ดังนั้น เราหาจากสมการ (3.3) และ (3.4) ได้ว่า ค่าสัมประสิทธิ์การถ่ายเท  $\phi_i$  ได้เป็น

$$\phi_i = \frac{P_{2i}}{P_i} = \frac{S_2}{S_i} = \frac{R_2}{R_1} \quad \dots \dots \dots (3.5)$$

ในที่นี้ เราสมมติให้หลอดไฟและท่อนวัตถุมีความยาวเท่ากัน สมการข้างบนเป็นจริง เฉพาะเมื่อ  $R_2 < R_1$  แต่ถ้า  $R_2 \geq R_1$  (เป็นสถานการณ์ที่สามารถใช้กับระบบของรูป 3.2 ข และ 3.2 ค เท่านั้น) ประสิทธิภาพการถ่ายเทเมื่อค่าเท่ากับ 1 เสมอ

### 3.2.2 การแยกแยะพลังงานยกระดับภายในท่อนกิริยา

ในหัวข้ออย่างที่แล้วเราได้คำนวณสัดส่วนของแสงยกระดับพลังงานที่เข้าไปในท่อนวัตถุ ในหัวข้อนี้เราต้องการคำนวณการแยกแยะของแสงในท่อนวัตถุ จะเห็นได้ว่าตามปกติ ค่าดัชนีหักเหของท่อนวัตถุต่างจากค่าดัชนีหักเหของตัวกลางบริเวณรอบ ๆ ดังนั้น พลังงานการแยกแยะจะไม่สมำเสมอ

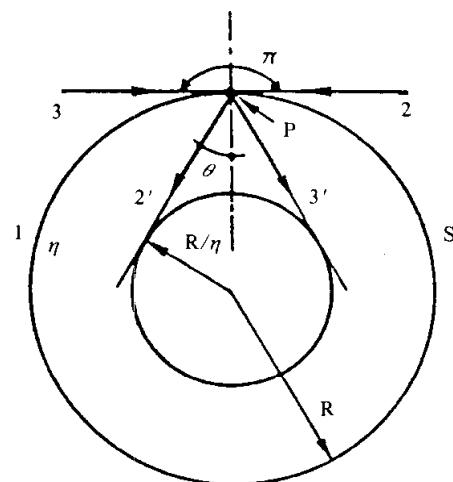
จากรูป 3.4 เราจะพิจารณาท่อนกิริยาท่อนหนึ่งมีรัศมีเท่ากับ  $R$  และค่าดัชนีหักเห  $\eta$  และเรามมติดวยว่าตัวกล่างรอบ ๆ ท่อนวัตถุมีค่าดัชนีหักเหเป็นหนึ่ง ตำแหน่งของหลอดไฟเราไม่ได้แสดงไว้ แต่เราจะสมมติว่ารัศมีของมันมีค่าเท่ากับ (หรือใหญ่กว่า)  $R$  ในกรณีนี้รังสีตกกระทบบนจุด  $P$  ของผิววัตถุสามารถมาจากการทิศทางใด ๆ ภายในมุม  $\pi$  ดังแสดงในรูป 3.4 คือรังสีบนสุด 2 และ 3 กำกับไว้ในรูป หลังจากรังสีเข้าไปในท่อนวัตถุ รังสีเหล่านี้จะหักเหกล้ายเป็นรังสี 2' และ 3' ตามลำดับ ในที่นี้  $\theta$  เป็นมุมวิกฤต ( $\sin \theta = 1/\eta$ ) ดังนั้น รังสีทั้งหมดจากหลอดไฟจะหักเหด้วยมุมภายใน  $2\theta$  ระหว่างรังสี 2' และ 3' ใช้เหตุผลเดียวกันนี้กับทุก ๆ จุด  $P$  ของผิว  $S$  เราสรุปได้ว่า แกนตรงศูนย์กลาง (รัศมี  $R/\eta$ ) ของท่อนวัตถุมีการยกระดับพลังงานมากกว่าส่วนนอก ๆ ของท่อน การคำนวณความหนาแน่นพลังงานยกระดับ  $\rho$  ในท่อนวัตถุจึงทำได้ง่าย ถ้าเราทำตามข้อสมมติต่อไปนี้

(1) เราพิจารณาเฉพาะแสงที่เข้าไปในท่อนวัตถุในระนาบที่ตั้งฉากกับแกนของท่อนวัตถุ และ

(2) เราจะล็อกทิ้งลำแสงที่เบาบางลงในขณะที่มันพุ่งเข้าไปในท่อนวัตถุ ในกรณีนี้ความหนาแน่นพลังงาน  $\rho_\eta$  ที่จุดภายในท่อนวัตถุอยู่ห่างจากแกนเป็นระยะทาง  $r$  มีค่าเป็น

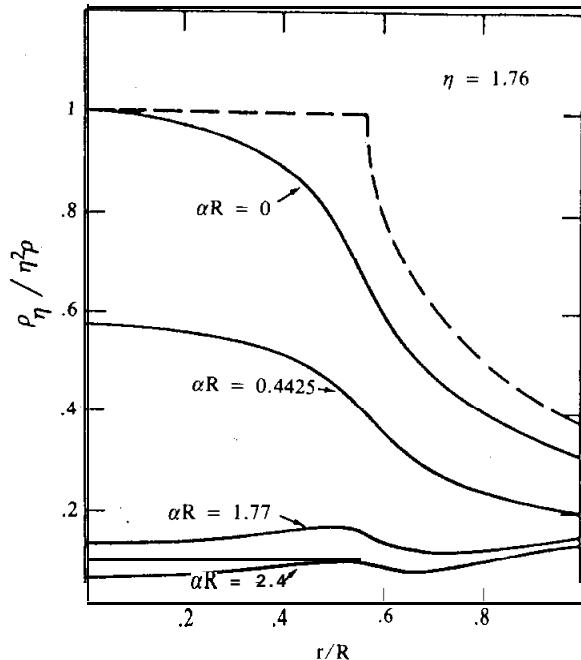
$$\rho_\eta = \eta^2 \rho \quad (0 < r < R/\eta) \quad \dots\dots\dots (3.6 \text{ ท})$$

$$\rho_\eta = \frac{2\eta^2}{\pi} \rho \sin^{-1}\left(\frac{R}{\eta r}\right) \quad (R/\eta < r < R) \quad \dots\dots\dots (3.6 \text{ ช})$$



รูป 3.4 ความเข้มข้นของรังสีในแกนกลางของท่อนทงกระบอกเกิดเนื่องจากการหักเห

ในที่นี้  $\rho$  เป็นความหนาแน่นพลังงานที่จุดเดียวกับของท่อนวัตถุ ถ้าดัชนีหักเหของมัน มีค่าเป็นหนึ่ง ความหนาแน่นพลังงานนี้สัมพันธ์กับความเข้มของแสงที่ปล่อยออกจากหลอดไฟ ด้วยสมการ (2.19 ข) การคำนวณของสมการ (3.6) เขียนเป็นเส้นโค้งในรูป 3.5 เส้นประสำหรับ  $\eta = 1.76$  (สำหรับทับทิม) ถ้าเราไม่ได้ตั้งข้อสมมติ (1) และ (2) ไว้ก่อนแต่แรก สมการสำหรับ  $\rho_\eta$  จะต้องมีจำนวนมากกว่านี้ ในรูป 3.5 แสดงเส้นโค้งของค่า  $\rho_\eta$  สำหรับค่าต่าง ๆ ของ  $\alpha R$  เมื่อ  $\alpha$  เป็นสัมประสิทธิ์การดูดกลืนที่ความถี่การตับพลังงาน (แสงยกระดับพลังงานสมมติให้เป็นแสงสีเดียว) ให้สังเกตความแตกต่างระหว่างเส้นโค้งประและเส้นโค้งที่บีบสำหรับ  $\alpha R = 0$  ซึ่งเส้นโค้งทั้งสองเป็นกรณีสำหรับท่อนวัตถุไม่มีการดูดกลืน เส้นโค้งที่บีบได้จากการพิจารณาแสงเข้าไปในท่อนวัตถุทุกทิศทางซึ่งไม่เหมือนกับเส้นโค้งประ ให้สังเกตว่าเมื่อ  $\alpha R \neq 0$  แสงยกระดับพลังงานจะลดน้อยลงในขณะที่มันพุ่งเข้าไปจากผิวของท่อนวัตถุมีมากกว่าแสงที่พุ่งออกมามีการแจกแจง  $\rho_\eta$  ที่ศูนย์กลางของท่อนวัตถุ ( $r = 0$ ) ความหนาแน่นพลังงานสามารถเขียนเป็น



รูป 3.5 การเปลี่ยนแปลงมุมเรเดียลต่อ ๆ ของความหนาแน่นพลังงานยกระดับ  $\rho_\eta$  สำหรับสัมประสิทธิ์การดูดกลืนยกระดับ  $\alpha$  ค่าต่าง ๆ (ยกระดับพลังงานด้วยแสงสีเดียว)

$$\rho_\eta = \eta^2 f(\alpha R) \rho \quad \dots \dots \dots (3.7)$$

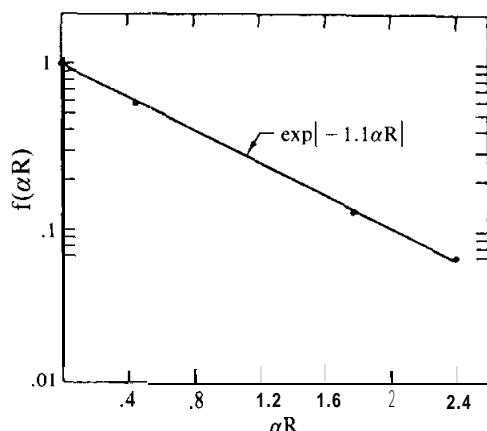
เมื่อ  $f(\alpha R)$  เป็นตัวร่วม (factor) ที่ไม่มีตัวหนึ่ง สำหรับกรณี  $\alpha R = 0$  เรา มี  $f(\alpha R) = 1$  ค่าของ  $f(\alpha R)$  สอดคล้องกับกรณีที่พิจารณาในรูป 3.5 สำหรับ และบ่งชี้ด้วยจุด

สี่จุดดังในรูป 3.6 สิ่งที่น่าสนใจซึ่งสังเกตได้จากรูปนี้คือว่า  $f(\alpha R)$  มีค่าใกล้เคียงกับค่าประมาณของ  $\exp(-1.1 \alpha R)$

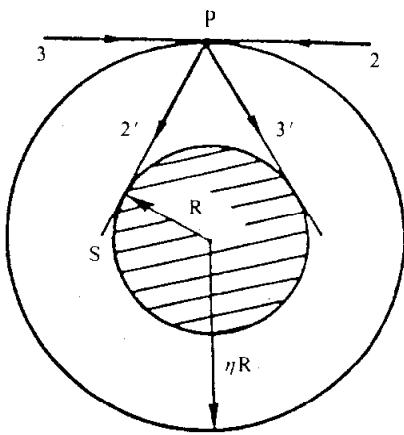
ที่กล่าวมาข้างต้นเราพิจารณาใช้กับกรณีเฉพาะรังสียกระดับพลังงานแสงสีเดียว อย่างไรก็ตามสำหรับการแพร่งรังสีแสงหลายสีความสัมพันธ์ในสมการ (3.6) ยังคงใช้ได้และได้เส้นโค้งของรูป 3.5 ด้วย ซึ่งหาได้โดยแทน  $\rho_\eta$  และ  $\rho$  ด้วยปริมาณ  $\rho_{\eta\omega}$  และ  $\rho_\omega$

ความจริงสำหรับค่าน้อย ๆ ของ  $\alpha R$  ความหนาแน่นพลังงานในบริเวณศูนย์กลางของท่อวัตถุคือ  $\eta^2 \rho$  เราสมมติว่าหลอดไฟมีรัศมีเท่ากับรัศมีของท่อวัตถุและอยู่ต่ำมานะทางยาวไฟกัส  $F_1$  ของรูป 3.2 ข เมื่อรังสี 2 และ 3 ของรูป 3.4 สัมผัสด้วยกัน S มันต้องมาจากสองรังสีที่สัมผัสด้วยกันกับผิวของหลอดไฟ หลังจากการหักเหรังสี 2 และ 3 ได้กลับกลายเป็นรังสี 2' และ 3' ซึ่งสัมผัสด้วยกันบนวงกลมของรัศมี  $R/\eta$  ดังนั้น เราสามารถล่าวได้ว่า ท่อวัตถุทำหน้าที่เหมือนกับเป็นเลนส์ทรงกระบอกในการสร้างภาพของหลอดไฟที่ศูนย์กลางของมัน ซึ่งมีขนาดเล็กกว่าของหลอดไฟตัวมันเอง  $\eta$  เท่า เมื่อปริมาตรของภาพมีขนาดน้อยกว่าของหลอดไฟ  $\eta^2$  เท่า ดังนั้น เราจึงเข้าใจได้ว่า ทำให้ความหนาแน่นพลังงาน  $\rho_\eta$  มีค่าเพิ่มขึ้นด้วย  $\eta^2$  เท่า

เราเห็นได้ว่าสำหรับค่าเล็ก ๆ ของ  $\alpha R$  ความหนาแน่นพลังงานยกระดับมีค่าสม่ำเสมอสำหรับ  $r < R/\eta$  เท่านั้น ขณะเดียวกันมันมีค่าไม่สม่ำเสมอภายนอกแกนศูนย์กลางนี้ ค่าความหนาแน่นพลังงานไม่สม่ำเสมออยู่อีกไม่เป็นที่ประ�ณสำหรับสารกิริยา เราสามารถแก้ปัญหานี้ได้ โดยห่อหุ้มท่อวัตถุด้วยวัตถุโปร่งใสทรงกระบอกมีค่าดัชนีหักเหเท่ากับของท่อวัตถุ (รูป 3.7) ในกรณีนี้รัศมีของวัตถุทั้งสองและของหลอดไฟทำให้เท่ากับ  $\eta R$  เราสามารถอ้างอิงใช้รูป 3.4 ใหม้อีกรั้งหนึ่ง เริ่มต้นจากจุด P ของขอบวัตถุ รังสีหักเห 2' และ 3' จะสัมผัสถูกผิวของวัตถุกิริยาและมีความหนาแน่นพลังงานเป็นค่าสม่ำเสมอภายนห่อวัตถุและเป็นไปตามสมการ (3.6)  $\eta$



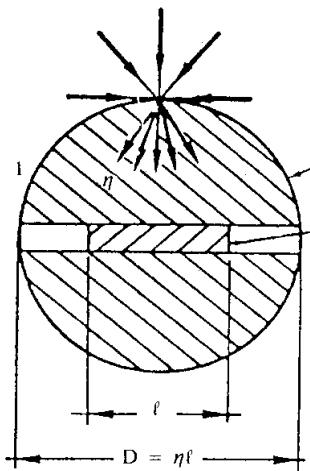
รูป 3.6 แสดงพฤตกรรมของ  $f(\alpha R) = \rho_\eta / \eta^2 \rho$  ที่ศูนย์กลางของห่อวัตถุ หาได้จากรูป 3.5



รูป 3.7 แสดงวัตถุไปร่องทรงกระบอกมีรัศมี  $\eta R$  ทำให้ความหนาแน่นยกระดับพลังงานในห่อนวัตถุกิริยา มีค่าสี่เหลี่ยม (ในพื้นที่แรงงาน)

จากที่เราเคยกล่าวไว้ว่า วัตถุทรงกระบอกไม่ได้ให้ความหนาแน่นพลังงานเพิ่มขึ้น สำหรับ  $r < R/\eta$  แต่มันจะมีค่าเพิ่มขึ้น (จนถึงค่า  $\eta^2 \rho$ ) สำหรับ  $R/\eta < r < R$  รูป 3.8 แสดง การจัดวางวัตถุซึ่งความหนาแน่นพลังงานสามารถมีค่าเพิ่มขึ้นตลอดท่อนเลเซอร์ ในกรณีนี้ ท่อนเลเซอร์ถูกล้อมรอบด้วยวัตถุไปร่องทรงกระบอกมีค่าดัชนีหักเหเท่ากับท่อนเลเซอร์ มันสามารถ แสดงว่าความหนาแน่นพลังงาน  $\rho_\eta$  ที่จุดทุกจุดในห่อนวัตถุกำหนดด้วย

$$\rho_\eta = \eta^3 \rho \quad (3.8)$$



รูป 3.8 วัตถุทรงกระบอกไปร่องใส (เส้นผ่าศูนย์กลาง D) ล้อมรอบห่อนทรงกระบอกทาร ℓ

เป็นค่ามากที่สุดเท่าที่เป็นไปได้สำหรับความหนาแน่นพลังงานยกระดับในท่อนวัตถุ โดยไม่คำนึงถึงระบบการยกระดับพลังงานที่ใช้ จากความจริงที่ว่าความหนาแน่นพลังงานมีค่าเพิ่มขึ้นด้วย  $\eta^3$  ในกรณีนี้สามารถเข้าใจได้โดยสังเกตว่า วัตถุกระทำเหมือนเป็นเลนส์ทรงกลมซึ่งสร้างภาพของหลอดไฟในท่อนวัตถุด้วยรัศมีและความยาวมีค่าน้อยลงเท่ากับ  $\eta$  เท่าดังนั้นปริมาตรของภาพจึงเล็กกว่าของหลอดไฟ  $\eta^3$  เท่า ด้วยเหตุนี้พลังงานจึงมีค่าเพิ่มขึ้นด้วย  $\eta^3$  เท่า เช่นเดียวกัน

### 3.2.3 อัตราการยกระดับพลังงาน

ครั้งแรกเรามาพิจารณาการยกระดับพลังงานแสงสีเดียวของความถี่  $\omega$  การยกระดับพลังงานดูดกลืนต่อหน่วยปริมาตรของท่อนวัตถุ  $dP/dV$  กำหนดด้วย

$$\frac{dP}{dV} = WN_g \eta \omega \quad \dots \dots \dots (3.9)$$

เมื่อ  $W$  เป็นอัตราการดูดกลืนพลังงาน และสมมติว่าระดับบนว่างเปล่า อาศัยจากสมการ (2.53 ข) และ (2.63) สมการ (3.9) สามารถเขียนใหม่เป็น

$$\frac{dP}{dV} = \frac{c_0}{\eta} \sigma N_g \rho_{\eta \omega} \quad \dots \dots \dots (3.10)$$

เมื่อ  $\rho_{\eta \omega}$  คือ ความหนาแน่นพลังงานยกระดับที่จุด  $\eta$  หนึ่งในท่อนวัตถุ สำหรับการแพร่รังสียกระดับพลังงานแสง helyalys ส. สมการ (3.10) สามารถเขียนใหม่ในพจน์ของตัวแปรที่ขึ้นกับสถาบันแสงที่สอดคล้องกันคือ

$$\frac{dP_\omega}{dV} = \frac{c_0}{\eta} \sigma N_g \rho_{\eta \omega} \quad (3.10 \text{ ก})$$

เมื่อ  $P_\omega$  เป็นชั้นเดียว  $(dP_\omega/dV)d\omega$  คือ กำลังการดูดกลืนต่อหน่วยปริมาตรได้จาก การแพร่รังสียกระดับพลังงานด้วยความถี่อยู่ระหว่าง  $\omega$  และ  $\omega + d\omega$

กรณีที่จุดอยู่บนแกน การวิเคราะห์จะเป็นไปอย่างธรรมชาติเฉพาะ อาศัยจากสมการ (3.7) และ (2.19 ค) ดังนั้นสมการ (3.10 ก) กลายเป็น

$$\frac{dP_\omega}{dV} = 4\eta \sigma N_g f(\alpha R) I_\omega \quad \dots \dots \dots (3.11)$$

ในที่นี่  $I_\omega$  เป็นความเข้มของสเปกตรัมที่ปล่อยออกจากร่องหลอดไฟ อัตราซึ่งสถานะบนกลับกล่ายเป็นการผันกลับประชากร ด้วยวิธีการยกระดับพลังงานคือ

$$\begin{aligned}
 \left( \frac{dN_2}{dt} \right)_p &= \int \phi_p(\omega) \frac{1}{\hbar\omega} \frac{dP_\omega}{dV} d\omega \\
 &= 4\eta N_g \int \frac{\phi_p(\omega)\sigma(\omega)f(\alpha R)}{\hbar\omega} I_\omega d\omega
 \end{aligned} \quad (3.12)$$

เมื่อ  $\phi(\omega)$  คือ ประสิทธิภาพความต้มยกระดับพลังงาน เปรียบเทียบสมการ (3.12) และ (3.1) ได้ว่า

$$W_p = 4\eta \int \frac{\phi_p(\omega)\sigma(\omega)f(\alpha R)}{\hbar\omega} I_\omega d\omega \quad (3.13)$$

ให้สังเกตว่า จากสมการ (3.8) เมื่อท่อนวัตถุล้อมรอบด้วยวัตถุทรงกลมด้านข้ามกับของสมการ (3.13) ต้องคูณด้วยตัวร่วม  $\eta$

สมการ (3.13) เป็นสมการที่กำหนดให้สำหรับอัตราการยกระดับพลังงาน ซึ่งขึ้นกับคุณสมบัติของสารกาวิริยา [ประสิทธิภาพความต้ม  $\phi_p(\omega)$ ] และภาคตัดขวางการดูดกลืนพลังงาน  $\sigma(\omega)$  ของແກบยกระดับพลังงาน] ขึ้นกับความเข้มແตนแสง  $I_\omega$  ของหลอดไฟและขึ้นกับผลคูณรัศมีท่อนวัตถุกับความเข้มข้นของอะตอมกาวิริยา [ผ่านพจน์  $f(\alpha R)$ ] ซึ่งเป็นฟังก์ชันของความถี่  $\omega$  ด้วย] ดังนั้นการคำนวณ  $W_p$  จึงต้องเกี่ยวข้องกับปริมาณเหล่านี้ ให้สังเกตว่าถ้าการแจกแจงແตนแสง  $I_\omega$  ของหลอดไฟไม่เปลี่ยนแปลง ขณะที่ความเข้มทั้งหมด  $I$  เปลี่ยนแปลง เราสามารถเขียน

$$I_\omega = Ig(\omega) \quad \dots\dots\dots (3.14)$$

เมื่อ  $g(\omega)$  คือ ແตนแสงของหลอดไฟทำให้เป็นปกติแล้ว กล่าวคือ

$$\int_0^\infty g(\omega)d\omega = 1$$

แทนสมการ (3.14) ลงในสมการ (3.13) ดังนี้  $W_p$  จะเปรียบเทียบกับ  $I$  อย่างไรก็ตาม มีบ่อยครั้งที่การแจกแจงແตนแสงของหลอดไฟขึ้นกับความเข้มทั้งหมด (คือการเปล่งแสงของวัตถุดำ ดูรูป 2.3) ในกรณีนี้  $W_p$  จะไม่เปรียบเทียบกับ  $I$  เสมอไป ถึงแม้ว่ามันยังคงขึ้นกับค่าของ  $I$  ตอนท้ายนี้ให้สังเกตว่าอัตราการยกระดับพลังงานมีค่าที่ต่ำสุด  $W_{0p}$  เมื่อการเปล่งแสงของหลอดไฟเป็นแสงสีเดียวที่ความถี่ค่าหนึ่งซึ่งทำให้  $\phi_p(\omega)\sigma(\omega)f(\alpha R)/\hbar\omega$  มีค่ามากที่สุดในกรณีนี้

$$W_{0p} = 4\eta I \left( \frac{\phi_p \sigma f}{\hbar\omega} \right)_m \quad \dots\dots\dots (3.15)$$

สมการนี้มีประโยชน์มากสำหรับใช้เปรียบเทียบการทำงานของหลอดไฟกับกรณีที่ดีที่สุดของมัน

เราจะเห็นในบทที่ 5 ว่า จะถึงขึ้นเรื่มของเลเซอร์เมื่อ  $W_p$  มีค่าถึงค่าวิกฤต  $W_{0p}$  ค่าหนึ่งซึ่งขึ้นกับคุณสมบัติโดยเฉพาะของเลเซอร์ สมการ (3.13) แสดงว่าเพื่อให้เกิดกิริยาเลเซอร์ ความเข้มของหลอดไฟ ต้องถึงค่าวิกฤตบางอย่าง ดังนั้น จึงต้องหาความสัมพันธ์ระหว่าง  $W_p$  และ 1 ตามแบบอย่างข้างต้นสองสามกรณี

ตัวอย่างแรกที่เราจะพิจารณาคือ กรณีของห่อน  $Nd^{3+}$  ใน  $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) มีเส้นผ่าศูนย์กลาง 3 มิลลิเมตร ยกระดับพลังงานด้วยหลอดไฟ  $WI_2$  เราจะสมมติความเข้มข้นของ  $Nd^{3+}$  มีอัตรา 1 เปอร์เซ็นต์ ซึ่งสอดคล้องกับจำนวนประชากรอะตอมในสถานะพื้น (กล่าวคือที่ระดับต่ำสุดของสถานะ  $^4I_{9/2}$ ) ของ  $N_g = 6 \times 10^{19} Nd^{3+}/\text{วินาทีเมตร}^3$  เส้นโถงสำหรับ  $\sigma(\omega)$  ได้จากเส้นโถงการดูดกลืน  $\alpha(\omega)$  ของเอกสารอ้างอิง 5 ( $T = 300^\circ\text{K}$ ) และการเปล่งแฉบแสงของวัตถุด้ามสมดีเป็น  $I_\omega$  อินติกรอลในสมการ (3.13) คำนวนตลอดแทบดูดกลืนหลักสองแบบของ Nd : YAG ซึ่งมีศูนย์กลางอยู่ที่ 0.8 และ 0.73 ไมโครเมตร ตามลำดับ (ดูรูป 5.6) ประสิทธิภาพควบคุมตัม  $\phi_p$  สมมติมีค่าเป็นหนึ่ง และ  $f(\alpha R)$  คำนวนด้วยความช่วยเหลือของรูป 3.6 ผลลัพธ์ของความสัมพันธ์ระหว่าง  $W_p$  และ 1 ได้แสดงเป็นเส้นทึบในรูป 3.9 ให้สังเกตว่าค่า 1 = 600 วัตต์ต่อตารางเซนติเมตร สอดคล้องกับอุณหภูมิของหลอดไฟ  $T = 3200^\circ\text{K}$  ซึ่งเป็นอุณหภูมิสูงสุดที่หลอดไฟ  $WI_2$  สามารถทนได้ และให้สังเกตด้วยว่าในขณะที่ 1 มีค่าเพิ่มขึ้น  $W_p$  มีค่าเพิ่มขึ้นเป็นเส้นตรงพิเศษ ทั้งนี้เนื่องจากการเปลี่ยนแปลงในแทบแสงวัตถุด้ามขณะที่ 1 (คือ  $T$ ) เปลี่ยนไป ค่าสูงสุดของ  $W_p$  ที่ใช้กับแสงยกระดับพลังงานที่ปล่อยออกมานี้ ยอดของแทบยกระดับพลังงาน  $^4F_{5/2}$  หาได้จากสมการ (3.15) เป็น

$$W_{0p} = 1.04 I \quad \dots\dots\dots (3.16)$$

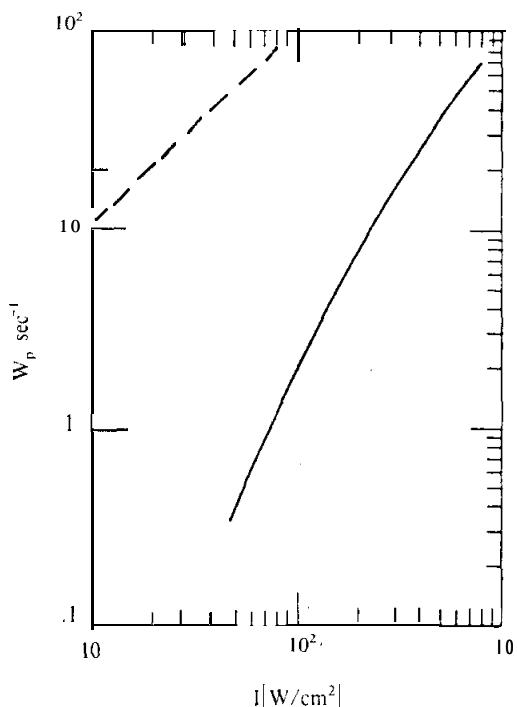
เมื่อ 1 แสดงในหน่วยของวัตต์ต่อตารางเซนติเมตร และ  $W_p$  แสดงในหน่วยของ วินาที⁻¹

สมการ (3.16) เขียนเป็นเส้นโถงประในรูป 3.9 เราเห็นได้ว่าสำหรับค่า  $W_p$  ที่สอดคล้องกับความเข้ม 1 ของหลอดไฟค่ามากที่สุด มีค่ามากกว่าขนาดของความเข้มที่น้อยกว่าของหลอดไฟ  $WI_2$

ตัวอย่างที่สองเราจะพิจารณาท่อนหัวทิมเส้นผ่าศูนย์กลาง 3 มิลลิเมตร ( $\text{Cr}^{3+}$  ความเข้มข้น 0.5 เปอร์เซ็นต์) ยกระดับพลังงานด้วยหลอดไฟ proton ความตันสูงชนิด A เส้นโถงของ  $\sigma(\omega)$  หาได้จากเอกสารอ้างอิง 1 และเราได้คำนวนแทบแสงปกติของหลอดไฟนี้ได้ข้อมูลเพิ่ม

เดิมว่า มีความสว่างเป็น  $9.0 \times 10^3$  กำลังเทียนต่อตารางเซนติเมตร ยอดของความเข้มแสงของหลอดไฟนี้ (ซึ่งอยู่ที่ 0.437 ในโครเมตร) จะเห็นได้ว่ามันสอดคล้องกับ 1 วัตต์ต่อตารางเซนติเมตรอัมสตรอง ( $\text{W}/\text{cm}^2 \text{ Å}$ ) อินติกรอลในสมการ (3.13) ใช้ค่านวนตลอดแบบดูดกลืนหลักสองแบบซึ่งมีคุณย์กลางอยู่ที่ 0.55 และ 0.42 ในโครเมตร ตามลำดับ (ดูรูป 5.3) และประสิทธิภาพความต้านทานต่ำบัดพลังงานหาได้เป็น  $\phi_p(\omega) = 0.7$  ด้วยวิธีนี้ เราหาได้ว่า

$$W_p \approx 0.31 \quad \dots \dots \dots (3.17)$$



รูป 3.9 ความสัมพันธ์ระหว่างอัตราภาระดับพลังงาน  $W_p$  กับความเข้มแสงทั้งหมดของหลอดไฟ 1 สำหรับห้อง  $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$  เส้นผ่านศูนย์กลาง 3 มิลลิเมตร ภาระดับพลังงานตัวอย่างหลอดไฟหั้งสแตน-ไอกโอดีน เส้นโค้งประสมตัดออกับกรณีค่าสูงสุดซึ่งแสงทั้งหมดปล่อยออกมานอกหลอดไฟที่ยอดแกน ๆ คุณย์กลางเส้นข่องแกนภาระดับพลังงาน  ${}^4F_{5/2}$

ในที่นี่  $I$  และ  $W_p$  อยู่ในหน่วยของวัตต์ต่อตารางเซนติเมตรและหน่วยวินาที $^{-1}$  ตามลำดับ และเราได้สมมติว่า แบบแสงยกระดับพลังงานไม่ได้ขึ้นกับความเข้มแสง ให้สังเกตกรณีค่าสูงสุด เมื่อแสงยกระดับพลังงานทั้งหมดถูกปล่อยออกมาระดับของแสงยกระดับพลังงานของทับทิม  ${}^4F_2$  เราจะได้

$$W_p = 1.95 I \quad \dots \dots \dots (3.18)$$

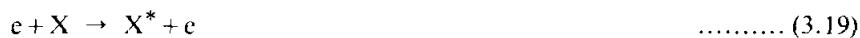
อัตราส่วนระหว่างอัตราการยกระดับพลังงานของสมการ (3.17) จริง ๆ และของสมการ (3.18) ในอุตุนิยมวิทยา มีค่าน้อยกว่า 7 ทั้งนี้เนื่องมาจากการเข้ากันได้ระหว่างการเปล่งแสงของproto และการดูดกลืนของทับทิม (กล่าวคือเนื่องจากประสิทธิภาพที่ดีของแบบแสง)

### 3.3 การยกระดับพลังงานด้วยไฟฟ้า

การยกระดับพลังงานชนิดนี้ ใช้สำหรับเลเซอร์กั๊ซและเลเซอร์สารกึ่งตัวนำ ในที่นี้เราจะพิจารณาเฉพาะการยกระดับพลังงานด้วยไฟฟ้าให้กับเลเซอร์กั๊ซ ในกรณีนี้การยกระดับพลังงานทำโดยผ่านกระบวนการไฟฟ้าค่าหมายสมมูลเข้าไปในกั๊ซ ทำให้สร้างไอออนและอิเล็กตรอนอิสระขึ้นมา และเริ่มนัดวยสนานไฟฟ้า มันจะมีพลังงานจนเพิ่มขึ้นและสามารถไปกระตุ้นอะตอมที่เป็นกลางด้วยการชนกัน ในกรณีนี้ การเคลื่อนที่ของไอออนโดยปกติมีน้อยกว่าของอิเล็กตรอนมาก สำหรับกั๊ซความดันต่ำ พลังงานเฉลี่ยของอิเล็กตรอนมีค่ามากกว่าพลังงานของไอออนมาก หลังจากการชนผ่านไปเป็นเวลาสั้น ๆ อิเล็กตรอนเหล่านั้นจะมีความสมดุลเกิดขึ้นอีกครั้ง สำหรับเงื่อนไขของความสมดุลสามารถอธิบายได้ด้วยอุณหภูมิ บังพลของอิเล็กตรอน  $T_e$

การยกระดับพลังงานด้วยไฟฟ้าของกั๊ซ ปกติเกิดขึ้นโดยผ่านวิธีหนึ่งวิธีใดของสองวิธีต่อไปนี้ คือ

(1) สำหรับกั๊ซที่ประกอบด้วยกั๊ซชนิดเดียวกัน การกระตุ้นสามารถทำได้โดยอะตอมกระแทกกับอิเล็กตรอน เป็นไปตาม



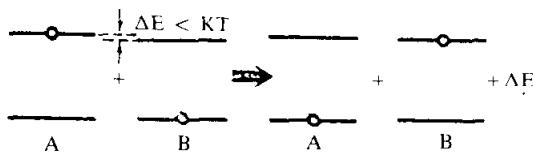
ในที่นี้  $X$  และ  $X^*$  ใช้แทนสำหรับอะตอมในสถานะพื้นและในสถานะตื่นตัวตามลำดับ วิธีนี้เรียกว่าการชนกันของชนิดแรก

(2) สำหรับกั๊ซที่ประกอบด้วยกั๊ซสองชนิด (A และ B) การกระตุ้นสามารถเกิดขึ้นได้เป็นผลจากการชนระหว่างอะตอมต่างชนิดกัน ด้วยวิธีการถ่ายเทพลังงานอภินิท จากรูป 3.10 เราสมมติว่าอะตอม A อยู่ในสถานะตื่นตัว และอะตอม B อยู่ในสถานะพื้น และเราสมมติ ด้วยว่าผลต่างพลังงาน  $\Delta E$  ระหว่างการเปลี่ยนแปลงของทั้งสองชนิด มีค่าน้อยกว่า  $KT$  ในกรณีนี้มีโอกาสพอกจะประเมินได้ว่า หลังจากการชนกันจะพบอะตอม A อยู่ในสถานะพื้นของมัน และอะตอม B อยู่ในสถานะตื่นตัว วิธีนี้เป็นวิธีเฉพาะของการยกระดับอะตอม B ถ้าสถานะบนของ A เป็นสถานะกึ่งเสถียร (metastable) ในกรณีนี้เมื่อ A ถูกกระตุ้นขึ้นไปยังระดับบนของมันด้วยการกระทบของอิเล็กตรอน มันจะพักอยู่ที่นั่นเป็นเวลานานพอสมควร ดังนั้นจึงทำให้มัน

มีพลังงานสำรองพอสำหรับการกระตุ้นอะตอม B ขันตอนชนิดนี้คือ



เป็นขันตอนที่เรียกการชนกันของชนิดที่สอง\*



รูป 3.10 การถ่ายเทไกล์ๆ พลังงานอิเล็กตรอนระหว่างสองอะตอม (หรือโมเลกุล) A และ B

### 3.3.1 การตื่นตัวโดยการกระแทบอิเล็กตรอน

การกระแทบกันของอิเล็กตรอนสามารถนำมาซึ่งทั้งการชนแบบยึดหยุ่นและแบบไม่ยึดหยุ่น ในกรณีการชนกันแบบไม่ยึดหยุ่น อะตอมอาจจะกระตุ้นไปยังสถานะสูงกว่าหรือแตกตัวเป็นไอออน ปรากฏการณ์ทั้งสามแบบเกิดขึ้นโดยมีการคายประจุไฟฟ้าและมีอิทธิพลต่อพฤติกรรมของมันในวิธีการที่ยุ่งยากมาก

ครั้งแรกเรามาพิจารณากรณีของการตื่นตัวจากการกระแทบทองจำอิเล็กตรอนที่มีพลังงานเท่ากันหมดอยู่ในแนวเดียวกัน (collimated monoenergetic electron) ถ้ากำหนดให้  $F_e$  เป็นฟลักซ์อิเล็กตรอน (จำนวนอิเล็กตรอนต่อตารางเซนติเมตรต่อวินาที) ภาคตัดขวางของการชนทั้งหมด  $\sigma_e$  สามารถกำหนดได้ในทำนองเดียวกับกรณีของฟลักซ์โฟตอน [ดูสมการ (2.64)] คือ

$$dF_e = -\sigma_e N_g F_e dz \quad \dots \dots \dots (3.21)$$

ในที่นี้  $dF_e$  คือ การเปลี่ยนแปลงของฟลักซ์ที่เกิดขึ้นเมื่อจำอิเล็กตรอนเคลื่อนที่เข้าไปในวัตถุเป็นระยะทาง  $dz$  การชนกันซึ่งทำให้เกิดการตื่นตัวของประจุไฟฟ้าจะนับเป็นบางส่วนของภาคตัดขวางทั้งหมดเท่านั้น ถ้าเราให้  $\sigma_{e2}$  เป็นภาคตัดขวางสำหรับการตื่นตัวของประจุไฟฟ้าจากระดับพื้นไปยังระดับเลเซอร์บัน ดังนั้นจากสมการ (3.21) อัตราของจำนวนประชากรในสถานะบนเนื่องจากการยกระดับพลังงาน เป็น

$$(dN_2/dt)_p = \sigma_{e2} N_g F_e = N_g N_e v \sigma_{e2} \quad \dots \dots \dots (3.22)$$

---

\* โดยทั่วไปการชนกันที่เรียกว่าเป็นชนิดแรก เมื่อมีการเปลี่ยนแปลงพลังงานจนเข้ากับพลังงานการตื่นตัวด้วย คือ  $A + B + \text{พลังงานจน} \rightarrow A + B^*$ . การชนกันที่เป็นชนิดที่สองยังได้รวมถึงการชนกันย้อนกลับของชนิดแรก (คือ  $A + B^* \rightarrow A + B + \text{พลังงานจน}$ ) และวิธีอื่น ๆ ซึ่งอะตอมหรือโมเลกุลคายพลังงานตื่นตัวโดยการชนกันอะตอมอื่น ดังนั้นการชนกันของชนิดที่สองมีทั้งวิธีในสมการ (3.20) และวิธีอื่น ยกตัวอย่างเช่น การเปลี่ยนแปลงพลังงานตื่นตัวไปเป็นพลังงานเคมีด้วย

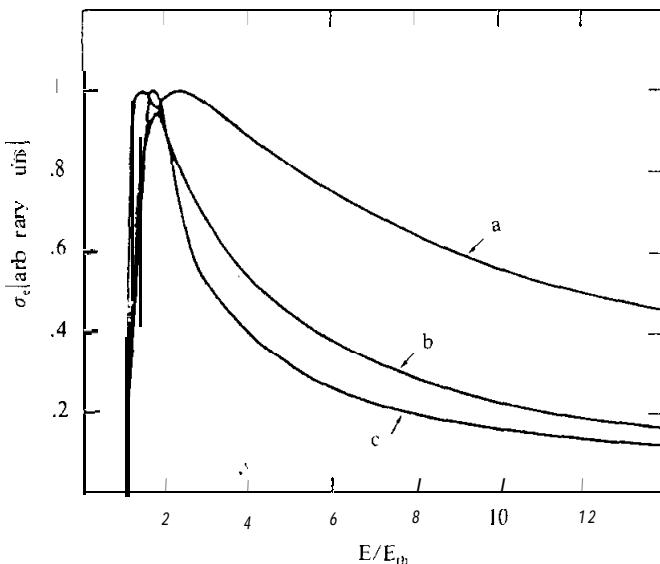
v คือ ความเร็วของอิเล็กตรอน และ  $N_e$  คือ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน การคำนวณอัตราการยกระดับพลังงาน เราต้องทราบค่า  $\sigma_{e2}$  ในข้อมูลเกี่ยวกับพารามิเตอร์ของลำอิเล็กตรอน หรืออีกนัยหนึ่งปริมาณนี้เป็นพังก์ชันของพลังงานของลำอิเล็กตรอน E (คือ พลังงานของ v) และพุติกรรมของมันได้แสดงไว้ในรูป 3.11 ให้สังเกตว่ามีจุดเริม  $E_{in}$  สำหรับขั้นตอนที่เกิดขึ้น จุดเริมนี้มีค่าประมาณได้เท่ากับพลังงานที่ต้องใช้สำหรับการเปลี่ยนแปลงของอะตอม จากระดับ 0 → 2 ภาคตัดขวาง σ มีค่าถึงค่ามากที่สุดค่าหนึ่ง (ที่ซึ่งพลังงานอาจจะมีค่ามากกว่า  $E_{in}$  เพียงสองสามอิเล็กตรอนโวลต์) และหลังจากนั้นก็จะลดค่าลง ค่าสูงสุด (ยอด) ของ σ และความกว้างของเส้นโค้ง  $\sigma = \sigma(E)$  ขึ้นกับชนิดของการเปลี่ยนแปลง การคำนวณอย่างง่ายที่สุดสำหรับภาคตัดขวางของการกระแทกอิเล็กตรอน ทำได้โดยใช้การประมาณแบบบอร์น (Born approximation) ข้อสมมติฐานในที่นี้คือว่า มีอันตรกิริยาอย่างอ่อนระห่วงอิเล็กตรอนต่อกำแพง  $|z|$  ซึ่งอธิบายได้ด้วยพังก์ชันคลื่น  $\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$  และอะตอมเกิดขึ้นท่านั้น ดังนั้นโอกาสของการเปลี่ยนแปลงที่เกิดในอะตอมเนื่องจากการกระแทกมีน้อยมาก และโอกาสของการเปลี่ยนแปลงนี้อาจจะลงทะเบียนได้ในกรณีนี้สมการ薛定谔 (Schrödinger equation) สามารถทำให้เป็นสมการเชิงเส้นได้ และยังสมมติต่อไปว่า ความยาวคลื่นของอิเล็กตรอน  $\lambda = 2\pi/k$  มีค่ามากกว่าขนาดของอะตอม  $|\lambda| = (12.26/V)\text{\AA}$  เมื่อ V เป็นพลังงานของอิเล็กตรอนในหน่วยโวลต์ ดังนั้น พังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนสามารถกระจายออกเป็นอนุกรมยกกำลังของตำแหน่งอะตอม เราจึงสามารถแยกแยะชนิดของการกระแทกกันของอิเล็กตรอนออกเป็นสามชนิด ซึ่งขึ้นอยู่กับชนิดของการเปลี่ยนแปลง อันประกอบด้วย (optical allowed)

- (1) การเปลี่ยนแปลงที่แสงยอมรับได้
  - (2) การเปลี่ยนแปลงที่แสงยอมรับไม่ได้ รวมถึงไม่มีการเปลี่ยนแปลงของหลายสิ่งหลายอย่าง (multiplicity)
  - (3) การเปลี่ยนแปลงที่ทำให้มีการเปลี่ยนแปลงหลายสิ่งหลายอย่างมาก
- สำหรับการเปลี่ยนแปลงที่แสงยอมรับได้ เราจึงคงเหลือพจน์แรกที่ไม่หายไปจากการกระจาย  $\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$  (คือ พจน์  $i\vec{k} \cdot \vec{r}$ ) และทำให้ภาคตัดขวางเป็น

$$\sigma_e \propto |\mu|^2 g(E) \quad \dots\dots\dots (3.23)$$

เมื่อ  $|\mu|^2$  เป็นไปตามสมการ (2.43) และ  $g(E)$  เป็นพังก์ชันของพลังงานอิเล็กตรอน สำหรับการเปลี่ยนแปลงที่แสงยอมรับได้ ภาคตัดขวางการกระแทกกันของอิเล็กตรอน  $\sigma_e$  เห็นได้ว่ามันขึ้นกับสมาชิกเมตริกซ์ (matrix element)  $|\mu|$  เดียวกับในสมการสำหรับภาคตัดขวาง

การดูดกลืนโฟตอน นั่นคือโอกาสของการเปลี่ยนแปลงสำหรับการกระแทกอิเล็กตรอนเป็นสัดส่วน โดยตรงกับโอกาสของการดูดกลืนโฟตอน ปริมาณ  $g(E)$  กล้ายเป็นพังก์ชันแปรอย่างช้า ๆ กับ  $E$  ช่วงลดลงของเส้นโค้ง  $\sigma(E)$  ในรูป 3.11 แบ่งตาม  $E^{-1}$  กับ  $E$  และความกว้างของเส้นโค้งอาจมากกว่าเป็น 10 เท่าของพลังงานขีดเริม  $E_{th}$  (รูป 3.11 a) ยอดของ  $\sigma$  มีค่าเป็น  $10^{-16}$  ตารางเซนติเมตร



รูป 3.11 แสดงพุทธิกรรมของการดักขาวางการตื้นตัวเนื่องจากกระแทกอิเล็กตรอน เปรียบเทียบกับ พลังงานของอิเล็กตรอนตอกกระแทก

เส้น a คือ การเปลี่ยนแปลงที่แสงยอมรับได้

เส้น b คือ การเปลี่ยนแปลงที่แสงยอมรับไม่ได้ รวมถึงไม่มีการเปลี่ยนแปลงหลัก หลักที่สอง

เส้น c คือ การเปลี่ยนแปลงที่แสงยอมรับไม่ได้ รวมถึงมีการเปลี่ยนแปลงหลักที่สอง หลักที่สาม

เส้น a, b และ c หาได้จากเอกสารอ้าง 14 สำหรับสถานะ  $2p$  และ  $2s$  ในอะตอมไฮโดรเจน และ  $2s$  ในอะตอมไฮเดรียมดั้งเดิม

สำหรับการเปลี่ยนแปลงที่แสงยอมรับไม่ได้ รวมถึงไม่มีการเปลี่ยนแปลงของหล่าย สิ่งหล่ายอย่าง ( $\Delta S = 0$  เช่น การเปลี่ยนแปลงใน  $He\ 1^1S \rightarrow 2^1S$  ดูรูป 6.4) ใช้การประมาณแบบบอร์น ให้ค่าภาคตัดขวางสำหรับพจน์กำลังสูงขึ้นถัดไปของการกระจาย  $\exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r}))$  ภาคตัดขวาง  $\sigma_c$  สามารถเขียนได้เหมือนกับสมการ (3.23) อีกเช่นกัน ในกรณีนี้  $|\mu|^2$  กำหนด

เป็น  $|e \int u_2^* x^2 u dx|^2$  มากกว่าจะเป็น  $|e \int u_2^* x u dx|^2$  ซึ่งมีค่าเป็นศูนย์ อัตราการลดต่ำลงของเส้นโค้ง  $g(E)$  บางครั้งรวดเร็วกว่าในกรณีแรก เส้นโค้งประพุติเหมือนเป็น  $E^{-1}$  มากกว่าเป็น  $E^{-1} \ln E$  ยอดของ  $\sigma$  มีค่าเป็นขนาดของ  $10^{-19}$  ตารางเซนติเมตร และความกว้างเส้นอาจจะมากกว่าพลังงานขีดเริ่ม  $E_{th}$  เพียง 3-4 เท่า (รูป 3.11 b)

เมื่อใช้การประมาณแบบอร์นกับการเปลี่ยนแปลงของหลายสิ่งหลายอย่าง (คือ การเปลี่ยนแปลง  $1^1S \rightarrow 2^1S$  ใน  $He$  ของรูป 6.4) ให้ภาคตัดขวางมีค่าเป็นศูนย์ในพจน์ยกกำลังใดๆ ของการกระจาย  $\exp(i \vec{k} \cdot \vec{r})$  ความจริงการเปลี่ยนแปลงนี้ได้รวมถึงการเปลี่ยนแปลงส핀 (Spin) ในขณะที่อิเล็กตรอนเข้าไปคู่ควบกับการเคลื่อนที่เป็นวงโคจรของอะตอม ภายใต้การประมาณแบบอร์น อย่างไรก็ตามเราต้องจำกัดวันเป็นสpinทั้งหมดของอะตอมบวกกับอิเล็กตรอนต่อกัน กระหطم ซึ่งต้องเป็นค่าคงตัวเสมอ ไม่จำเป็นต้องเป็นของอะตอมเพียงอย่างเดียว ดังนั้น การเปลี่ยนแปลงอาจจะเกิดจากการชนกันโดยแลกเปลี่ยนอิเล็กตรอนกัน (electron exchange collisions) คือ มีอิเล็กตรอนเข้าไปแทนที่ตำแหน่งอิเล็กตรอนของอะตอม และอิเล็กตรอนตัวนี้จะถูกผลักออกจากอะตอมในที่สุด (อย่างไรก็ต้องห่วงการชนกัน อิเล็กตรอนทั้งสองตัวไม่สามารถแยกแยะความแตกต่างของมันทั้งสองได้แม้ทางกลศาสตร์ควบคุมตัวมัน) เพื่อให้สpinคงตัวอิเล็กตรอนที่เข้าไปในอะตอมต้องมีสpinตรงกันข้ามกับสpinของอิเล็กตรอนที่ถูกผลักออกมานี้ ยอดภาคตัดขวางสำหรับการเปลี่ยนแปลงแบบนี้ตามปกติมีค่าสูงพอสมควร ( $\sim 10^{-16}$  ตารางเซนติเมตร) ภาคตัดขวางมีค่าเพิ่มขึ้นแบบลักษณะยอดแหลมมากที่ขีดเริ่มและตกลงอย่างเร็วหลังจากนั้น ความกว้างเส้นโค้งอาจเท่ากับหรือน้อยกว่าค่าของพลังงานขีดเริ่ม (รูป 3.11 c)

ที่กล่าวมาทั้งหมดนี้ใช้กับจำแสงสีเดียวของอิเล็กตรอน อย่างไรก็ตาม การคาดประมาณของกําช้อกอิเล็กตรอนจะไม่เป็นแสงสีเดียว แต่จะมีการแจกแจงพลังงานเฉพาะบางส่วน  $f(E)$   $|f(E)dE|$  คือ โอกาสของอิเล็กตรอนที่มีพลังงานอยู่ระหว่าง  $E$  และ  $E+dE$  ในกรณีนี้อัตราการเปลี่ยนแปลงจำนวนประชากรอะตอมของสถานะบนหาได้จากสมการ (3.22) โดยคิดเฉลี่ยตลอดการแจกแจง

$$\left( \frac{dN_2}{dt} \right)_p = N_g N_e \langle v \sigma_{e2} \rangle \quad (3.24)$$

$$\text{เมื่อ } \langle v \sigma \rangle = \int v \sigma(E) f(E) dE \quad \dots \dots \dots (3.25)$$

ถ้าสมมติว่าการแจกแจงพลังงานเป็นแบบแมกซ์เวลล์ ดังนั้น  $f(E) \propto \exp[-(E/KT_e)]$  มีเพียงปริมาณค่าเดียวที่ต้องการทราบค่า คือ อุณหภูมิของอิเล็กตรอน  $T_e$  ซึ่งสัมพันธ์กับสนาม

ไฟฟ้า ณ ที่ให้เข้าไป ทำให้เราสามารถตั้งข้อสมมติฐานขึ้นว่า ใน การชนกันแต่ละครั้ง พลังงาน จลน์บางส่วนของอิเล็กตรอน ได้สูญเสียไป ถ้า  $v_{th}$  เป็นความเร็วเฉลี่ยของอิเล็กตรอน พลังงาน จลน์เฉลี่ยมีค่าประมาณ  $\frac{1}{2}mv_{th}^2$  อัตราของการชนกันคือ  $v_{th}/l$  เมื่อ  $l$  เป็นเส้นทางอิสระเฉลี่ย ของอิเล็กตรอน ดังนั้น กำลังที่สูญเสียไปของอิเล็กตรอน คือ  $\delta(v_{th}/l) (mv_{th}^2/2)$  แต่ต้องมีค่า เท่ากับกำลังที่ได้รับจากสนามไฟฟ้า ซึ่งเป็น  $e\delta v_{drift}$  เมื่อความเร็วขับเคลื่อน  $v_{drift}$  บางครั้ง กำหนดด้วย  $eE/mv_{th}$  ดังนั้น กำลังที่ได้รับจากสนามไฟฟ้าเป็น  $e^2E^2/mv_{th}$  โดยจัดให้ความ สัมพันธ์ทั้งสองข้างบนเท่ากัน เราจะได้สมการสำหรับอุณหภูมิของอิเล็กตรอน ( $T_e = mv_{th}^2/2K$ ) คือ

$$T_e = \frac{e}{\sqrt{2\delta K}} (E^2) \quad (3.26)$$

เมื่อเส้นทางอิสระเฉลี่ย  $l$  แปรผันกับความดันก๊าซ  $p$  สมการ (3.26) แสดงว่า สำหรับก๊าซ  $T_e$  ขึ้นกับอัตราส่วน  $E/p$  เท่านั้น อัตราส่วนนี้เป็นปริมาณมูลฐานในการกำหนด อุณหภูมิของอิเล็กตรอน และในทางปฏิบัติเราใช้ปริมาณนี้เมื่อเป็นพารามิเตอร์ที่มีประโยชน์ สำหรับบ่งบอกเงื่อนไขของการ cavity ประจุ

จากสมการ (3.1) และ (3.24) อัตราการยกระดับพลังงาน  $W_p$  กล้ายเป็น

$$W_p = Ne(v\sigma) \quad \dots\dots\dots (3.27)$$

เมื่อ  $\langle v\sigma \rangle$  กำหนดด้วยสมการ (3.25) อุณหภูมิของอิเล็กตรอนที่แสดงในสมการ (3.26) เป็นพังก์ชันของสนามไฟฟ้า  $E$  ความหนาแน่นอิเล็กตรอน  $N_e$  สามารถเขียนเป็นพังก์ชันของ ความหนาแน่นกระแส  $J$  และความเร็ว  $v_{drift}$  ( $N_e = J/v_{drift}$ ) จากที่กล่าวไว้ข้างต้น  $v_{drift}$  สามารถเขียนเป็นพังก์ชันของ  $E$  และ  $v_{th}$  (คือเป็นของ  $T_e$ ) ดังนั้น  $N_e$  สามารถกำหนดด้วยพจน์ของ  $J$  และ  $E$  ได้ สุดท้ายอัตราการยกระดับพลังงาน  $W_p$  จึงแสดงเป็นพจน์ของพารามิเตอร์ cavity ประจุ  $E$  และ  $J$

### 3.3.2 การตั้งตัวโดยการถ่ายเทพลังงานอวินาท (ไกล์เกียง)

ในการนี้นิปราชญาการณ์สามารถอธิบายด้วยภาคตัดขวางการชนกันที่เหมาะสม  $\sigma_{AB}$

$$\left( \frac{dN}{dt} \right)_{AB} = N_A N_B v \sigma_{AB} \quad \dots\dots\dots (3.28)$$

ในที่นี้  $(dN/dt)_{AB}$  เป็นจำนวนของการเปลี่ยนแปลงต่อหน่วยปริมาตรต่อหน่วยเวลา สำหรับขั้นตอนในสมการ (3.20)  $N_A$  เป็นจำนวนประชากรของอะตอม A ในสถานะบน ส่วน

$N_B$  เป็นจำนวนประชากรของอะตอม B ในสถานะล่าง และ  $v$  เป็นความเร็ว (สัมพัทธ์) ของอะตอมทั้งสอง สำหรับก้าวที่อุณหภูมิ T ปริมาณ  $\sigma_{AB}$  ต้องเป็นค่าเฉลี่ยตลอดการแจกแจงความเร็ว

การเปรียบเทียบพฤติกรรมของ  $\sigma_{AB}$  และความแตกต่างพลังงาน  $\Delta E$  ระหว่างสองระดับพลังงาน สมควรจะกล่าวถึงบางสิ่งบางอย่าง เมื่อเราได้เกี่ยวข้องกับขั้นตอนของการเกิดอกhinath เราจะต้องคาดหมายว่า  $\sigma_{AB}(\Delta E)$  เป็นฟังก์ชันที่มีบอดเหลมของ  $\Delta E$  กับค่ามากที่สุดเกิดขึ้นจริง ๆ ที่  $\Delta E = 0$  ในขั้นตอนของการตีนตัวนี้ เกิดขึ้นจริงดังต่อไปนี้

เมื่ออะตอม A เข้าใกล้อะตอม B จะยึดอะตอม A ไว้ ขึ้นกับพลังงานศักย์ที่อาจเป็นหั้งชนิดเสริมกัน หรือชนิดหักล้างกัน ของมันหั้งสอง การเคลื่อนที่สัมพัทธ์ของอะตอมหั้งสองจะสร้างแรงแปรตามเวลา ซึ่งคู่ควบเข้าด้วยกันกับการเคลื่อนที่ถ่ายเท และการเคลื่อนที่ภายในของโมเลกุล เมื่อมันเป็นเพียงองค์ประกอบฟูเรียร์ (Fourier component) ของแรงแปรตามเวลาที่ความถี่  $\Delta E/h$  ซึ่งเป็นความถี่ยังผล โอกาสของการถ่ายเทจะแปรโดยตรงกับกำลังแบบแสลงของแรงนี้ที่ความถี่  $\Delta E/h$  สำหรับการชนกันของอะตอมหั้งสอง ปริมาณนี้คาดหมายได้ว่ามันจะตกลงอย่างรวดเร็ว  $\sim \exp(-x)$  ด้วยพารามิเตอร์  $x = \Delta E \Delta \tau_c/h$  ในที่นี้เวลาการชนกัน  $\Delta \tau_c$  กำหนดด้วยสมการ (2.101) ซึ่งการเกิดอกhinathดูเหมือนเป็นขนาดของ  $\Delta E = (h/\Delta \tau_c) = 10^{-21}$  จูล (Joule) =  $0.25 \text{ kT}$

กฎการคัดเลือก (selection rules) ครอบคลุมถึงขั้นตอนที่ไม่จำเป็นต้องปฏิบัติตามกฎการคัดเลือกของแสง กฎการคัดเลือกของแสงความจริงยึดถือข้อสมมติที่ว่าความยาวคลื่นของการแพร่รังสีต้นตัวมีค่ามากกว่าขนาดของอะตอม ในทางตรงกันข้ามขนาดของแรงระหว่างอะตอมเป็นกลางมีขนาดเท่ากับขนาดของอะตอม และสามารถเมตริกซ์ที่เกี่ยวข้องจะมีค่าต่างกัน

### 3.4 สรุป

1. วิธีการยกระดับพลังงานมีได้หลายวิธี แต่ส่วนใหญ่ใช้สองวิธีคือ
  - (1) การยกระดับพลังงานด้วยแสง
  - (2) การยกระดับพลังงานด้วยไฟฟ้า
2. การยกระดับพลังงานด้วยแสงมีประสิทธิภาพสามชนิดคือ ประสิทธิภาพการถ่ายเท  $\phi_i$  ประสิทธิภาพแบบแสง  $\phi_s$  และประสิทธิภาพความดันด้ม  $\phi_p$
3. การแจกแจงพลังงานภายใต้การริยาเมื่อยกระดับพลังงานด้วยแสง ความหนาแน่นพลังงานภายใต้การรัตถุมีค่าเป็น

$$\rho_\eta = \eta^2 \rho \quad (0 < r < R/\eta)$$

$$= \frac{2\eta^2}{\pi} \rho \sin^{-1}\left(\frac{R}{\eta r}\right) \quad (R/\eta < r < R)$$

แต่ถ้ามีวัตถุโปร่งใสหุ้มท่อนกิริยา ความหนาแน่นพลังงานภายในท่อนวัตถุทุกๆ จุดมีค่าเป็น

$$\rho_\eta = \eta^3 \rho$$

อัตราการยกระดับพลังงานด้วยแสงที่มีประโยชน์มากที่สุด คือ

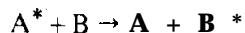
$$W_{0p} = 4\eta I \left( \frac{\phi_p \sigma f}{\hbar \omega} \right)_m$$

4. การยกระดับพลังงานด้วยไฟฟ้าใช้สำหรับเลเซอร์ก้าซ เกิดขึ้นได้ด้วยขั้นตอนดังนี้

ก. สำหรับก้าซที่มีอะตอมชนิดเดียวกัน การยกระดับเกิดจากอะตอมกระแทกกับ อิเล็กตรอน มีขั้นตอนคือ



ข. สำหรับก้าซที่มีอะตอมหลายชนิด การยกระดับเกิดขึ้นจากการชนกันระหว่าง อะตอมต่างชนิด โดยถ่ายเทพลังงานอภินิท มีขั้นตอนคือ



### แบบฝึกหัดที่ 3

- 3.1 กำหนดแทนคุณลักษณะระดับแทนเดียว จงอธิบายเงื่อนไขขึ้นสมการ (3.3) สามารถลดรูปเป็น

$$W_p = (4\eta\phi_p\phi_s) \left| \frac{I\sigma(\omega_0)f(\alpha_0 R)}{\hbar\omega_0} \right|$$

เมื่อ  $\alpha_0$  และ  $\omega_0$  เป็นสัมประสิทธิ์การดูดกลืน และความถี่การเปลี่ยนแปลงตรงยอดของแทนคุณลักษณะตามลำดับ จงอธิบายความหมายทางกายภาพของสมการในวงเล็บให้ญี่ปุ่น เมื่อ  $f \approx 1$

- 3.2 เปรียบเทียบสมการข้างต้น  $W_p$  กับค่าที่มีประโยชน์มากที่สุด  $W_{0p}$  กำหนดด้วยสมการ (3.15) และจะบอกเงื่อนไขที่เราสามารถเขียน  $W_p/W_{0p} = \phi$

- 3.3 สมการสำหรับ  $W_p$  ในข้อ 3.1 จะลดรูปลงเป็นอย่างไร เมื่อแทนคุณลักษณะต่างๆ (มีประสิทธิ์กายภาพตอนต้มและประสิทธิ์ภาพแอบแฝงต่างกัน) ต่างเป็นแทนด้วยกระดับ ?

- 3.4 ให้คำนวณหาค่าความเข้มข้นที่มีประโยชน์มากที่สุดของวัตถุกิริยาสำหรับเลเซอร์ระดับ เมื่อมีแทนด้วยกระดับต่างๆ รวมอยู่ด้วย

- 3.5 จากรูป 3.7 ให้  $I_\omega$  เป็นความเข้มของแกนแสงตอกกระบทบันผิวของสารห่อหุ้ม (เช่น ที่จุด P) ให้ S เป็นพื้นที่ผิว และ V เป็นปริมาตรของวัตถุกิริยา (พื้นที่แรงงาน) ถ้าเราพิจารณาเพียงรังสีเคลื่อนที่ตามแนวรัศมี จงแสดงว่าอัตราการระดับ (เฉลี่ย) เป็น

$$\begin{aligned} W_p &= \frac{1}{N_g V} \int_0^\infty \phi_p (1 - e^{-2\alpha R}) \frac{S I_\omega d\omega}{\hbar\omega} \\ &= \frac{S}{N_g V} \int_0^\infty \phi_p (e^{\alpha R} - e^{-\alpha R}) e^{-\alpha R} \frac{I_\omega d\omega}{\hbar\omega} \end{aligned}$$

เปรียบเทียบผลลัพธ์นี้กับสมการ (3.13) และให้แสดงด้วยว่า เมื่อ  $\alpha R \ll 1$  สมการทั้งสองประมาณได้ค่าเท่ากัน

- 3.6 ให้คำนวณค่าความเข้มข้นที่มีประโยชน์มากที่สุดสำหรับเลเซอร์โวท์ดามิน 6 จี เส้นผ่าศูนย์กลาง 2 มิลลิเมตร เลเซอร์นี้สามารถพิจารณาเป็นเลเซอร์ระดับ และภาคตัดขวาง การดูดกลืนยกระดับ กำหนดด้วยเส้นโดย  $\sigma_\alpha$  ของรูป 6.15 จงเปลี่ยนความเข้มข้นนี้จาก

หน่วยของโมเลกุล/ซม<sup>3</sup> เป็นหน่วยโมลาร์

- 3.7 ให้ค่านวน  $W_p$  เปรียบเทียบกับสันโถง I สำหรับเลเซอร์โรห์ดามีน 6 จี ของค่าความเข้มข้นที่มีประโยชน์มากที่สุดยกระดับด้วยหลอดแสงวาวบชีน่อน (Xe) หลอดแสงวาวบนี้สามารถพิจารณาเป็นสารวัตถุคำ ความเข้มหลอดแสงสามารถมีช่วงได้สูงถึง  $\sim 10^5$  วัตต์/ซม<sup>2</sup> ( $T = 11,000^\circ\text{K}$ )
- 3.8 จงค่านวนประสิทธิภาพແղบแสงของเลเซอร์โรห์ดามีน 6 จี เมื่อยกระดับด้วยสารวัตถุคำที่อุณหภูมิ  $T = 10,000^\circ\text{K}$